

# Des lasers au bruit de grenaille pour l'optique cohérente : un combat presque gagné

Mehdi Alouini<sup>1,2,\*</sup>, Ghaya Baili<sup>1</sup>, Fabien Bretenaker<sup>3</sup>, Daniel Dolfi<sup>1</sup>, Loïc Morvan<sup>1</sup>, Isabelle Sagnes<sup>4</sup>

<sup>1</sup> Thales Research & Technology, RD 128, 91767 Palaiseau

<sup>2</sup> Institut de Physique de Rennes UMR 6521 CNRS-Univ. Rennes 1, 35042 Rennes.

<sup>3</sup> Laboratoire Aimé Cotton, UPR 3321 CNRS, Bâtiment 505, 91405 Orsay.

<sup>4</sup> Laboratoire de Photonique et de Nanostructures, UPR 20 CNRS, Route de Nozay, 91460 Marcoussis.

\* [mehdi.alouini@univ-rennes1.fr](mailto:mehdi.alouini@univ-rennes1.fr)

Depuis sa découverte le laser a pris une place prépondérante dans la plupart des expériences de physique qu'elles soient à caractère fondamental ou appliqué. Dans un bon nombre de ces expériences, les performances ultimes sont limitées par le bruit des sources laser. Cela est souvent le cas en optique atomique, en optique micro-onde, et dans le domaine de la métrologie par exemple. Or, la majorité des lasers utilisés à ce jour sont des lasers semi-conducteurs ou des lasers solides qui présentent tous un excès de bruit autour de la fréquence des oscillations de relaxation. Pour réduire cet excès de bruit, on peut mettre en œuvre des contre-réactions sur le courant d'injection ou sur la puissance de pompe. On peut aussi faire appel à des techniques de réinjection optique. Une autre approche consiste à réguler la puissance optique en sortie du laser. Toutes ces méthodes sont assez lourdes à mettre en œuvre et, surtout, elles ne sont opérantes que sur une plage de fréquence étroite.

Le développement des liaisons optiques cohérentes a dû faire face à ce problème pendant longtemps. De plus, quand ces liaisons sont destinées aux applications radar, elles doivent couvrir une plage de fréquence de 20 GHz. Ce constat nous a amenés il y a quelques années à nous demander s'il était possible d'imaginer des sources laser dans lesquelles les oscillations de relaxation n'existeraient pas de manière inhérente, et qui par conséquent ne présenteraient pas d'excès de bruit. Ainsi, plutôt que de combattre l'excès de bruit, nous avons fait le pari qu'il était possible de modifier radicalement la dynamique d'un laser initialement de classe B pour l'amener à un fonctionnement de classe A.

Lors de la présentation, nous retracerons le cheminement qui nous a permis de réaliser ces lasers faible bruit dédiés à l'optique cohérente et dont le bruit d'intensité est limité par le bruit de grenaille [1-3]. Nous montrerons en quoi ils sont adaptés à l'optique cohérente [4]. Cela nous amènera aux derniers développements visant à obtenir l'oscillation bifréquence accordable et faible bruit avec en perspective le déport d'oscillateurs locaux radars et l'interrogation d'horloges atomiques [5].

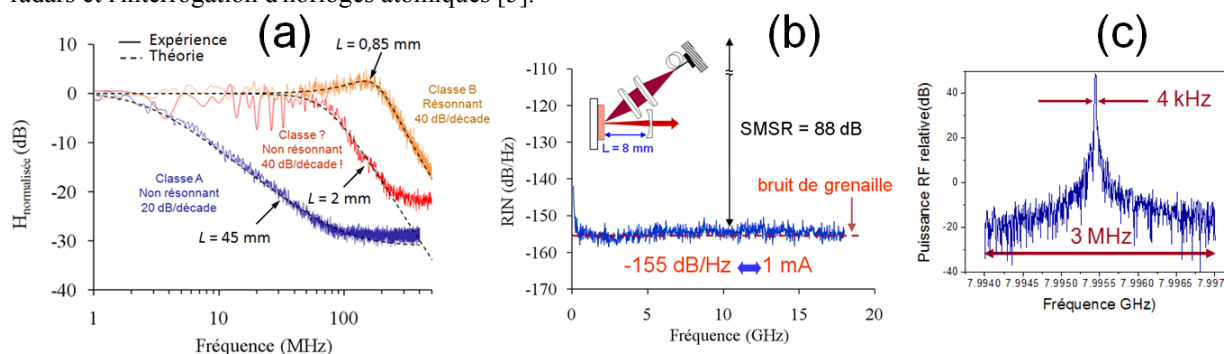


Fig. 1: (a) Fonction de transfert du laser faible bruit : transition du régime classe B au régime classe A. (b) Spectre du bruit d'intensité relatif. (c) Battement entre les deux états de polarisation du laser bifréquence faible bruit

## Références

- [1] G. Baili, M. Alouini, C. Moronvalle, D. Dolfi, et F. Bretenaker, "Broad bandwidth shot-noise limited class-A operation of a monomode semiconductor fiber based ring laser" *Opt. Lett.* **31**, 62 (2006).
- [2] G. Baili, F. Bretenaker, M. Alouini, L. Morvan, D. Dolfi et I. Sagnes, "Experimental investigation and analytical modeling of excess intensity noise in semiconductor class-A lasers" *J. of Lightwave Technol.* **26**, 952 (2008).
- [3] G. Baili, M. Alouini, T. Malherbe, D. Dolfi, I. Sagnes et F. Bretenaker, "Direct Observation of the Class-B to Class-A Transition in the Dynamical Behavior of a Semiconductor Laser", *Europhys. Lett.* **87**, 44005 (2009).
- [4] G. Baili, M. Alouini, T. Malherbe, et D. Dolfi, J.P. Huignard, T. Merlet, J. Chazelas, I. Sagnes, F. Bretenaker, "Evidence of ultra low microwave additive phase noise for an optical RF link based on a class-A semiconductor laser," *Opt. Express* **16**, 10091 (2008).
- [5] G. Baili, L. Morvan, M. Alouini, D. Dolfi, F. Bretenaker, I. Sagnes et A. garnache, "Experimental demonstration of a tunable dual-frequency semiconductor laser free of relaxation oscillations", *Opt. Lett.* **34**, 3421 (2009).

## Quantum cascade lasers: a semiconductor technology for lasers in the mid- and far-infrared

---

**Carlo Sirtori**

*Matériaux et Phénomènes Quantiques, Université Paris Diderot and CNRS - UMR 7162, 75205 Paris Cedex 13, France*

*\* carlo.sirtori@univ-paris-diderot.fr*

The quantum cascade (QC) laser is based on artificial potentials made of a sequence of nanometric semiconductor layers. The electronic and optical properties of this device are independent from the constituent materials and can be tailored by choosing the appropriate layer sequence [1, 2].

In these lasers there is no electron-hole recombination across the band-gap as the laser transition occurs between conduction band states arising from size quantisation in quantum wells. A direct consequence is that the emission wavelength does not depend on the band-gap and can be tuned by tailoring the thickness of the quantum wells.

In recent years the performance of these devices has improved markedly and this semiconductor technology is now an attractive choice for the fabrication of infrared lasers for spectroscopic and security applications. Presently, the best performances are obtained in the 4 – 12 $\mu\text{m}$  wavelength range, where continuous-wave room temperature operation is routinely achieved with Watt level optical power [3]. Conversely, in the far infrared ( $\lambda > 70\mu\text{m}$ ) quantum cascade lasers operate only at cryogenic temperatures.

After an introductory part on the principles of operation, I will present the state-of-the-art and performances of these devices. I will then comment on the fundamental physical challenges that still hold in this domain, pointing out some of our recent results on integrated laser-modulator devices [4, 5] and stabilised lasers. I will conclude with a perspective on applications.

### Références

- [1] C. Sirtori, R. Teissier, “Quantum Cascade Lasers: Overview of Basic Principles of Operation and State of the Art” in *Intersubband Transitions in Quantum Structures*, pages 1-64, Mc Graw Hill.
- [2] E. Benveniste, A. Vasanelli, et al. “Influence of the material parameters on quantum cascade devices” *Appl. Phys. Lett.* 93, 131108 (2008).
- [3] Y. Bai, S. Slivken, S. Darvish, M. Razeghi, “Room temperature continuous wave operation of quantum cascade lasers with 12.5% wall plug efficiency,” *Appl. Phys. Lett.* 93, 021103 (2008).
- [4] S. S. Dhillon, C. Sirtori, J. Alton, S. Barbieri, A. de Rossi, H. E. Beere, and D. A. Ritchie, “Terahertz transfer onto a telecom optical carrier,” *Nature Photonics* 1, 411 (2007)
- [5] J. Teissier, S. Laurent, C. Sirtori, H. Debrégeas-Sillard, F. Lelarge, and R. Colombelli, “Integrated quantum cascade laser-modulator using vertically coupled cavities,” *Appl. Phys. Lett.*, 94, 211105 (2009).

# Bruit d'intensité et de fréquence dans les VCSELs de forte puissance et de haute cohérence

Alexandre Laurain<sup>1</sup>, Mikhaël Myara<sup>1\*</sup>, Isabelle Sagnes<sup>2</sup> et Arnaud Garnache<sup>1</sup>

1. IES - UMR5214, CNRS/Université Montpellier II, Montpellier

2. LPN - UPR20, CNRS, Marcoussis

\* mikhael.myara@ies.univ-montp2.fr - agarnache@univ-montp2.fr

Les VCSELs (Vertical External Cavity Surface Emitting Lasers) sont développés à partir d'une puce à semi-conducteur comprenant un miroir à haute réflectivité ( $R > 99.9$ ) et une zone de gain à puits quantiques (fig. 1-a). Celle-ci est appelée "1/2 VCSEL" ou "Miroir à gain". La cavité est complétée par un gap d'air de dimension variable (mm – cm) en fonction des propriétés visées et refermée par un miroir diélectrique ( $R \approx 99\%$ ). Le pompage est réalisé au moyen d'une simple diode laser, monomode ou multimode. De par sa géométrie, ce type de laser permet ainsi d'atteindre des puissances élevées (multi-watt) avec une émission monomode transverse et un profil d'intensité gaussien TEM<sub>00</sub> à la limite de diffraction ( $M^2 < 1.2$ ).

La configuration développée ici se démarque de ce que l'on trouve par ailleurs dans la littérature. En effet, celle-ci présente très peu de pertes intracavité, notamment parce que le milieu à gain est de faible épaisseur, mais aussi parce qu'aucun élément (filtre) n'est inséré dans la cavité. Malgré tout, le régime monofréquence (SMSR  $> 40$  dB) est obtenu en tirant partie de la nature homogène du gain et du fait que les interactions non-linéaires sont négligeables, de par la géométrie de ce laser [1].

Bien que la cavité soit relativement courte, ce qui confère au composant un ensemble de propriétés telles que la compacité et l'accordabilité continue large (jusqu'à 1 THz), le coefficient de qualité est élevé. Ce design de cavité à haute finesse ( $\mathcal{F} \approx 600$  pour la cavité froide) a un impact fort sur les propriétés de cohérence du laser, notamment en ce qui concerne la limite fondamentale de largeur de raie et le bruit d'intensité.

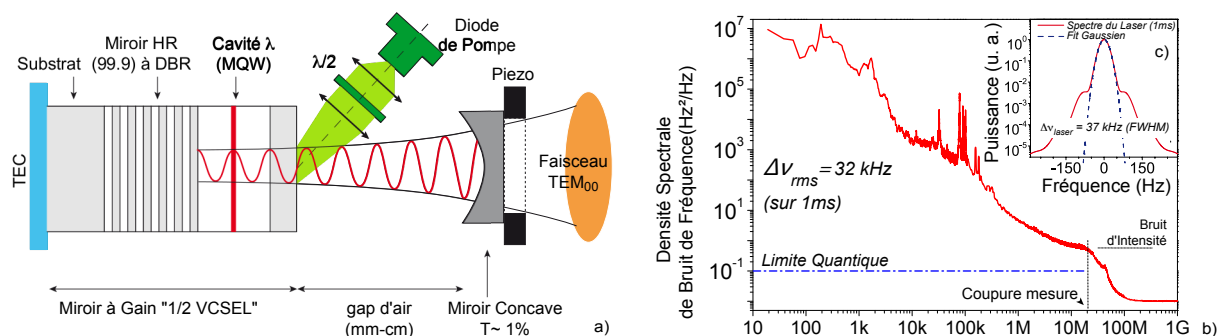


Fig. 1: a) Design d'un VeCSEL. b) Propriétés en bruit de fréquence pour un VeCSEL émettant 2.1 W à 1 µm. c) forme et largeur raie calculées à partir de (b) sur 1 ms.

Le caractère "Haute Finesse" de la cavité fait que la fréquence de coupure du laser se situe assez bas (quelques 10 MHz pour des VeCSELs de 1 cm) avec une dynamique de "classe-A". Le bruit d'intensité du VeCSEL n'est donc influencé par le bruit de pompage - qui peut rester faible si l'on choisit une pompe monomode - que dans une gamme de fréquences très limitée. Au delà, le shot noise est atteint rapidement. Ainsi, nous avons observé des fluctuations RMS aussi faibles que 0.15% sur une bande intégrée de 10 Hz à 50 MHz.

La mesure du bruit de fréquence (fig. 1-b) a permis de visualiser l'ensemble des contributions physiques à la largeur de raie. Parmi elles, nous retrouvons une contribution forte due aux vibrations du miroir de sortie notamment, ainsi qu'une conversion du bruit d'intensité de la pompe en bruit de fréquence via la thermique. Enfin, la cavité haute finesse fait que la limite fondamentale de largeur de raie est très basse ( $< 10$  Hz). L'ensemble conduit à des largeurs de raies de l'ordre du kHz sans asservissement de fréquence sur des temps de  $\approx 125 \mu s$ , ou quelques 10 kHz (fig. 1-c) sur des temps aussi longs que 1 ms. Les propriétés ci-dessus ont été démontrées en pompage optique monomode et multimode [2] avec une émission de puissance pouvant atteindre plusieurs Watt.

## Références

- [1] A. Garnache, A. Ouvrard and D. Romanini "Single-Frequency operation of External-Cavity VCSELs : Non-linear multi-mode temporal dynamics and quantum limit", Optics Express **15**, pp. 9403 (2007).
- [2] A. Laurain, M. Myara, A. Garnache, G. Beaudoin and I. Sagnes, "High Power Single-Frequency Continuously Tunable compact extended-cavity semiconductor laser", Optics Express **17**, (2009).

# Microlaser à cavité 2.5D pour la photonique intégrée

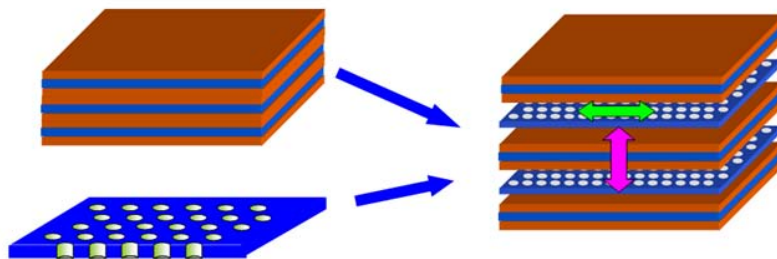
**Xavier Letartre**<sup>1</sup>

*1. Université de Lyon, Institut des Nanotechnologies de Lyon INL-UMR 5270, CNRS, Ecole Centrale de Lyon,*

*\*xavier.letartre@ec-lyon.fr*

Les cavités à cristaux photoniques 2D (CP 2D), réalisées dans un guide d'onde planaire, présentent des propriétés de confinement remarquables tant en terme de volume modal que de temps de stockage des photons (facteur de qualité). Elles ont permis la réalisation de microlasers de dimensions « lambdamétriques » et de très faibles seuils (voir par exemple [1]). Cette configuration permet en effet de contrôler l'environnement électromagnétique au sein de la membrane et de minimiser les pertes par rayonnement dans la troisième direction.

Dans ce contexte, nous avons proposé une extension du mode opératoire des CP2D, pour laquelle le couplage modes guidés / modes rayonnés n'est pas considéré comme parasite mais est au contraire exploité pour ouvrir ces derniers à la troisième dimension, élargissant ainsi leur gamme de fonctionnalités [2]. Un contrôle étroit des processus de couplage entre modes est obtenu en combinant la structuration 2D latérale du CP2D à une structuration verticale 1D, aussi à fort contraste d'indice (structures multi-couches), selon une approche dite Microphotonique 2,5D. Elle permet d'aboutir à une maîtrise de l'environnement électromagnétique quasiment aussi efficace que la Microphotonique à CP3D, mais pour un « coût » technologique beaucoup plus raisonnable, en raison de sa compatibilité avec la technologie dite planaire. De plus, les modes optiques présents au sein de ces structures 2.5D ont un caractère hybride, à la fois guidés dans le plan et rayonnés dans la direction verticale, ce qui leur permet de communiquer efficacement avec des guides d'onde et/ou des faisceaux d'espace libre.



*Fig. 1 : Structure « 2.5D » associant cristaux photoniques et empilement multicouche*

Dans cette présentation, nous montrerons comment ce concept peut être exploité pour réaliser des microlasers très compacts, de faible seuil et pouvant opérer soit à la façon d'un VCSEL, soit dans un régime d'optique intégrée planaire. Nous discuterons notamment des propriétés de dispersion de telles structures et de leurs conséquences sur le confinement des photons. Nous conclurons par une discussion sur les applications de ces composants et sur leur intégration pour former un circuit intégré 3D.

## Références

[1] K. Nozaki, S. Kita and T. Baba, Optics Express 12, 7506 (2007)

[2] X. Letartre, J. Mouette, J.L. Leclercq, P. Rojo-Romeo, C. Seassal, P. Viktorovitch, J. Lightwave Technol. 21, 1691 (2003)

## Comparaison des différentes définitions du seuil laser

---

**Xavier Hachair**

*1. Laboratoire de Photonique et Nanostructures CNRS - UPR 20, 91460 Marcoussis, France y*

*\* xavier.hachair@lpn.cnrs.fr*

Les avancées technologiques en matière de nanofabrication ont permis la réalisation d'un nouveau type de laser, de taille ultime, soumis aux lois de l'électrodynamique quantique en cavité. Le volume modal de ces cavités est de l'ordre de  $\lambda^3$  et leur facteur de qualité supérieur à  $Q=50000$ . Une des principales caractéristiques de ces lasers tient dans le fait que la fraction utile de l'émission spontanée véhiculée dans le mode lasers ( $\beta$ ) est proche de 1, contrairement aux lasers conventionnels où cette valeur est de l'ordre de  $10^{-5}$ . Par conséquent la transition de l'émission spontanée en émission stimulée n'est pas clairement définie, ce qui se traduit par une absence de changement de pente dans la courbe Light-In Light-Out. Nous proposons ici de définir le seuil sous excitation impulsionnelle suivant deux méthodes différentes. La première en étudiant la fonction d'autocorrelation du deuxième ordre, et la deuxième en étudiant la trajectoire du nanolaser dans l'espace de phase. Expérimentalement, le nanolaser étudié est constitué d'une cavité cristal photonique et de boîtes quantiques servant de milieu à gain. Le tout, fonctionnant à 4K ou à température ambiante.

# Propriétés quantiques du champ produit par un Oscillateur Paramétrique Optique en pompage synchrone: squeezing multimode et intrication multipartite

---

**C. Fabre<sup>1</sup>, G. Patera<sup>1</sup>, G. de Valcarcel<sup>1</sup>, O. Pinel<sup>1</sup>, Jinxia Feng<sup>1</sup>, R. de Medeiros<sup>1</sup>, N.Treps<sup>1</sup>**

*1.Laboratoire Kastler Brossé, UPMC, ENS,CNRS, Paris*

Un OPO pompé de manière synchrone par un train d'impulsions ultracourtes synchronisées produit un champ fortement non classique.

Nous décrivons tout d'abord une approche théorique de ce dispositif en termes de « super-modes » qui permet de montrer qu'un grand nombre de ces super-modes présentent une compression notable des fluctuations quantiques, aussi bien au dessous ou en dessus de son seuil d'oscillation.

Nous montrons ensuite qu'une mise en forme adaptée des impulsions pompes permet de générer de manière contrôlée des états multipartites intriqués.

Nous présentons enfin les premiers résultats d'une expérience visant à mettre en évidence ces effets.

# Simulations of Weakly Scattering Random Lasers

---

**Jonathan Andreasen<sup>1,2\*</sup>, Christian Vanneste<sup>1</sup>, Patrick Sebbah<sup>1</sup> et Hui Cao<sup>2</sup>**

*1. Laboratoire de Physique de la Matière Condensée, CNRS/Université de Nice-Sophia Antipolis, Nice*

*2. Department of Applied Physics, Yale University, New Haven, USA*

*\* jonathan.andreasen@unice.fr*

For random lasers in the weakly scattering regime, we examine the differences between quasimodes of the passive system, lasing modes of the active system, and modes of the active system with noise included. Recently, a comparison [1] was made in the absence of noise between random laser modes near threshold and the quasimodes of the passive system. In the strongly scattering regime, lasing modes have a nearly one-to-one correspondence with the localized modes of the passive system. In diffusive systems the quasimodes are very leaky and exhibit a large amount of spatial and spectral overlap. Nevertheless, there is still a strong correspondence between the lowest threshold lasing modes and quasimodes. In systems which are more open, such as systems in the quasi-ballistic regime, the correspondence significantly degrades. Moreover, far above threshold, it was found that lasing modes do not correspond to any single quasimode, but consist of a collection of so-called constant-flux states.

With noise included, we not only observe lasing modes but also amplified spontaneous emission (ASE). In particular, for the first time, we simulate the transition from ASE to lasing in random media of different scattering strengths. Numerical models which do not require prior knowledge of cavity modes have been developed [2, 3] to simulate fluctuations in macroscopic systems caused by interactions of photons and atoms with external reservoirs. With weaker scattering (and significant spectral overlap of quasimodes), results with noise differ more significantly from the simulations without noise. Below the lasing threshold, for example, simulations with noise produce a continuous spectrum centered around the atomic transition frequency. These spectra exhibit ASE spikes, commonly found in experiments of random lasers. Only at higher pumping rates are mode linewidths reduced enough to spectrally separate modes. Without noise, such information cannot be obtained below the lasing threshold. However, we find that noise does not significantly influence lasing mode frequencies. Thus, simulations without noise are helpful in distinguishing ASE spikes and mode peaks forming in the noisy spectra. The trend of mode amplitudes with respect to the pumping rate are extracted allowing an estimation of lasing thresholds. Noise is found to increase lasing thresholds. However, precise threshold values are difficult to extract due to the noisiness of the data. We find that a comparison of these modes to the quasimodes of the passive system actually helps to explain behavior seen in the active simulations with and without noise.

**Acknowledgments.** We thank Allen Taflowe, Prem Kumar and Chang-qi Cao for their help.

## Références

- [1] J. Andreasen, A. Asatryan, L. Botten, M. Byrne, H. Cao, L. Ge, L. Labonté, P. Sebbah, A. D. Stone, H. E. Türeci, and C. Vanneste, “Modes of Random Lasers”, arXiv:1001.4671v1 [cond-mat.dis-nn].
- [2] J. Andreasen, H. Cao, A. Taflowe, P. Kumar and C.-qi Cao, “Finite-difference time-domain simulation of thermal noise in open cavities”, *Phys. Rev. A* **77**, p. 023810 (2008).
- [3] J. Andreasen and H. Cao, “Finite-Difference Time-Domain Formulation of Stochastic Noise in Macroscopic Atomic Systems”, *J. Lightwave Technol.* **27**, pp. 4530-4535 (2009).